

В.Л. БАСЕЦКИЙ, А.А. ЗАРУДНЫЙ, канд. техн. наук

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИНТЕНСИВНОСТИ УСИЛЕННОГО РАДИАЦИОННОГО ШУМА В ЛАЗЕРЕ НА КРАСИТЕЛЕ С ЛАМПОВОЙ НАКАЧКОЙ

Введение

При разработке лидарной аппаратуры, предназначенной для зондирования верхней атмосферы возникает проблема разработки удобных для практического использования физико-математических моделей отдельных компонентов лидара, главными из которых являются приемное устройство и излучатель передатчика. В качестве излучателей чаще всего используются перестраиваемые по частоте лазеры на красителях с ламповой накачкой, обладающие большой энергией в импульсе и значительным ресурсом непрерывной работы.

Лазеры на красителях обладают высоким коэффициентом усиления, поэтому при рассмотрении процессов, происходящих в АЭ необходимо учитывать плотность усиленного шума, поскольку последняя может достигать значений, сравнимых с плотностью излучения генерации [1]. Как показывает анализ теоретических и экспериментальных работ, посвященных данной проблеме наиболее существенное влияние на энергетические характеристики квантовых генераторов оказывают усиленный радиационный шум, усиленный рассеянный шум, повышенные краевые потери при термических искажениях активного элемента и поглощение излучения продуктами фотораспада красителя.

Основными задачами работы являлись уточнение физической модели процессов определяющих интенсивность усиленного радиационного шума излучателя на красителях с ламповой накачкой.

Уравнения для спектра и интенсивности усиленного радиационного шума

Известно, что интенсивность радиационного шума в общем случае определяется выражениями [1, 2]

$$I_n(\nu) = 2 \cdot a \cdot \varepsilon(\nu) \cdot (b\ell) \cdot \Psi(\nu), \quad (1)$$

$$\Psi(\nu) = \frac{1}{k_y(\nu)b\ell} \left\{ \frac{\exp[k_y(\nu)b\ell] - 1}{k_y(\nu)b\ell} - 1 \right\}, \quad (2)$$

где $\varepsilon(\nu)$ – излучательная способность в расчете на единичный интервал частоты; k_y – коэффициент усиления активного элемента (АЭ); a и b – константы, значения которых зависят от коэффициента преломления материала АЭ.

Согласно выражению (2) $\Psi(\nu)$ является функцией только аргумента $k_y(\nu)b\ell$, таким образом частотная зависимость $\Psi(\nu)$ определяется спектральной функцией коэффициента усиления. Разлагая функцию $\Psi(\nu)$ в ряд по степеням $k_y(\nu)b\ell$ до четвертого члена разложения после несложных преобразований получим

$$\Psi(\nu) = 0,5 \cdot \left[1 + \frac{1}{3} \cdot (k_y(\nu)b\ell) \right]. \quad (3)$$

Из выражений (1) и (3) следует, что при $k_y(\nu)b\ell \ll 1$ значение функции $\Psi \approx 0,5$, спектр усиленного шума в диапазоне частот усиления близок к спектру люминесценции и расчет усиленного шума может быть проведен подстановкой в уравнение (1) значения $\Psi \approx 0,5$.

Заметного изменения характера частотной зависимости функции $\psi(\nu)$, как следует из (2), следует ожидать при $k_y(\nu)bl \geq 1$.

Стационарный коэффициент усиления без учета рассеяния и при условии $n_1 \ll n$ может быть представлен в виде [4]

$$k_y(\nu) \approx \sigma_{10}(\nu) \cdot n_1 - \sigma_t \cdot \mu \cdot n_1 - \sigma_{01}(\nu) \cdot n, \quad (4)$$

где σ_{10}, σ_{01} – соответственно сечения вынужденного излучения и поглощения на частоте генерации; σ_t – сечение триплет-триплетного поглощения; μ – параметр, определяющий относительную заселенность триплетного состояния; n_1 – населенность возбужденного синглетного уровня; n – общая концентрация активных молекул в АЭ.

Определим границы диапазона частот, для которых выполняется условие $k_y(\nu) \geq 0$. Для этого, пренебрегая в длинноволновой части диапазона перепоглощением излучения с основного уровня, а в коротковолновой триплетными потерями запишем уравнения

$$k_y(\nu_{max}) \approx \sigma_{10}(\nu_{max}) \cdot n_1 - \sigma_{01}(\nu_{max}) \cdot n = 0, \quad (5)$$

$$k_y(\nu_{min}) \approx \sigma_{10}(\nu_{min}) \cdot n_1 - \sigma_t \cdot \mu \cdot n_1 = 0. \quad (6)$$

Учитывая форму спектра люминесценции красителей, частотную зависимость $\sigma_{10}(\nu)$ в коротковолновой части спектра удобно представить выражением [2]

$$\sigma_{10}(\nu) = \sigma_{10}^{max} \cdot \exp \left[-4 \cdot \ln(2) \cdot \left(\frac{\nu - \nu_f}{\Delta\nu} \right)^2 \right],$$

а в длинноволновой – дисперсионной зависимостью вида

$$\sigma_{10}(\nu) = \sigma_{10}^{max} \cdot \tilde{S}(\nu) = \sigma_{10}^{max} \cdot \frac{(\delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_f)^2 + (\delta\nu/2)^2}, \quad (7)$$

где $\tilde{S}(\nu)$ – нормированная функция излучения; $\delta\nu$ – ширина контура.

Используя выражения (5) и (6) и решая полученные уравнения относительно ν , получаем

$$\nu_{max} = \nu_{эл} + \frac{kT}{h} \cdot \ln \left(\frac{n_1}{n} \right), \quad (8)$$

$$\nu_{min} = \nu_f - \delta\nu \cdot \sqrt{\frac{\sigma_{10}^{max}}{\mu \cdot \sigma_t} - 1}. \quad (9)$$

Анализ полученных формул показывает, что при принятых допущениях длинноволновая граница диапазона не зависит от энергетического режима генератора, в то время как коротковолновая граница усиления и частота генерации обусловлены относительной заселенностью рабочего уровня.

Используя выражение (4) и при условии $n_1/n \ll 1 + \mu$, можно показать, что частота генерации ν_g в режиме самонастройки, соответствующая максимальному усилению определяется выражением

$$\nu_g = \nu_g + \varpi \cdot \ln \left(\frac{n_1}{n} \right), \quad (10)$$

где введены обозначения

$$v_g = \frac{v_{эл} + \frac{kT}{h} \cdot \left[\ln \left(\frac{8 \ln 2 \cdot kT}{c \cdot h \Delta v} \right) + \frac{c \cdot v_f}{\Delta v} - 1 \right]}{1 + c \cdot kT / (h \Delta v)}, \quad (11)$$

$$\varpi = \frac{kT/h}{1 + c \cdot kT / (h \Delta v)} \quad (12)$$

Здесь значение константы c определяется выражением $c = \left(\frac{v_f - v_0}{\Delta v} \right)^{-1}$.

Подставив значения величин, входящих в формулы (10), (11) и (12), получим, например, для красителя родамин 6Ж фиксированное значение нижней границы диапазона $v_{min} = 4,52 \cdot 10^{14} \Gamma\text{ц}$ и выражения

$$v_{max} = \left[5,45 + 0,061 \cdot \ln \left(\frac{n_1}{n} \right) \right] \cdot 10^{14} \Gamma\text{ц}, \quad (13)$$

$$v_2 = \left[5,27 + 0,048 \cdot \ln \left(\frac{n_1}{n} \right) \right] \cdot 10^{14} \Gamma\text{ц}. \quad (14)$$

В расчетах использовались следующие значения:

$$v_{эл} = 5,45 \cdot 10^{14} \Gamma\text{ц}; \quad v_f = 5,26 \cdot 10^{14} \Gamma\text{ц}; \quad v_0 = 5,04 \cdot 10^{14} \Gamma\text{ц}; \quad \sigma_t = 0,4 \cdot 10^{-16} \text{см}^2; \quad \mu = k_{st} \cdot \tau_t = 0,85; \\ \sigma_{10}^{max} = 1,88 \cdot 10^{-16} \text{см}^2; \quad \delta v = 0,35 \cdot 10^{14} \Gamma\text{ц}.$$

Используя (4) и (7), можно записать выражение для коэффициента усиления радиационного шума

$$k_y(v) = \sigma_{10}^{max} n_1 \cdot \left\{ \left[\tilde{S}(v) - \mu \cdot \frac{\sigma_t}{\sigma_{10}^{max}} \right] - \frac{n}{n_1} \tilde{S}(v) \cdot \exp \left[\frac{h \cdot (v - v_{эл})}{kT} \right] \right\}. \quad (15)$$

Преобразуем полученное соотношение к виду

$$k_y(v) = k_n \cdot \varphi_0^{-1} \cdot \left\{ \left[\tilde{S}(v) - \frac{\mu \sigma_t}{\sigma_{10}^{max}} \right] - \frac{n}{n_1} \cdot \tilde{S}(v) \cdot \exp \left[\frac{h(v - v_{эл})}{kT} \right] \right\}, \quad (16)$$

где

$$\varphi_0 = \tilde{S}(v_2) - \frac{\mu \sigma_t}{\sigma_{10}^{max}} - \frac{n}{n_1} \cdot \tilde{S}(v_2) \cdot \exp \left[\frac{h(v_2 - v_{эл})}{kT} \right]. \quad (17)$$

Выражение в фигурных скобках (16) определяет частотную зависимость коэффициента усиления АЭ.

Пренебрегая долей усиленной люминесценции за пределами контура усиления и интегрируя уравнение (1) по частоте, получим выражение для суммарной интенсивности усиленного шума по спектру усиления

$$I_n = 2a \cdot (bl) \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} \varepsilon(v) \cdot \Psi(v) dv. \quad (18)$$

Согласно первой теореме о среднем для интеграла можно записать

$$\int_{v_{min}}^{v_{max}} \varepsilon(v) \cdot \Psi(v) dv = \Psi(k_n b \ell / \xi) \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} \varepsilon(v) dv, \quad (19)$$

$$\Psi(k_n b l / \xi) = \int_{v_{min}}^{v_{max}} \varepsilon(v) \cdot \Psi(v) dv \cdot \left[\int_{v_{min}}^{v_{max}} \varepsilon(v) dv \right]^{-1} \quad (20)$$

где ξ – константа, характеризующая снижение среднего по спектру значения коэффициента усиления относительно максимального, равного коэффициенту потерь. Значение ξ зависит от формы и полуширины спектра люминесценции и усиленного шума. В частности, если оба контура описываются лоренцевской зависимостью, то $\xi = 2$, если гауссовой – $\xi = \sqrt{2}$ [3].

Выражение для интенсивности усиленного шума с учетом последнего соотношения принимает вид

$$I_n = 2a \cdot b l \cdot \Psi(k_n b l / \xi) \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} \varepsilon(v) dv \quad (21)$$

Рассмотрим последний интеграл в правой части уравнения. Выражение под интегралом определяет долю спонтанной эмиссии, усиливаемую средой и попадающую в частотный интервал, в пределах которого усиление больше нулевого значения. Согласно теореме о среднем для интеграла можно записать

$$\int_{v_{min}}^{v_{max}} \varepsilon(v) dv = \frac{n_1}{\tau} \cdot g \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} (h\nu) \cdot S(v) dv = \frac{n_1}{\tau} \cdot (h\nu_c) \cdot \mathcal{G} \quad (22)$$

$$(h\nu_c) = \frac{1}{g} \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} (h\nu) \cdot S(v) dv \quad (23)$$

где $(h\nu_c)$ – среднее значение энергии кванта люминесценции; g – безразмерный коэффициент, характеризующий асимметрию спектральной функции излучения среды и для дисперсионного приближения формы линии определяемый выражением

$$g = 2 \cdot \frac{\int_{v_f}^{v_f} \tilde{S}(v) dv}{\int_{-\infty}^{v_f} \tilde{S}(v) dv + \int_{v_f}^{\infty} \tilde{S}(v) dv} = 2 \cdot \frac{\Delta v_\delta}{\Delta v_\delta + \Delta v_\kappa} \quad (24)$$

где $\Delta v_\delta, \Delta v_\kappa$ – соответственно полуширина длинноволновой и коротковолновой частей спектра люминесценции.

В частности, для родамина 6Ж $g \approx 1,6$.

Среднее значение энергии кванта люминесценции в общем случае не совпадает энергией кванта генерации. Однако численные оценки показывают, что относительная разность между ними составляет не более единиц процентов и поэтому можно положить $(h\nu_c) \approx (h\nu_g)$.

Безразмерный коэффициент \mathcal{G} в выражении (22) определяет долю спонтанной эмиссии попадающую в полосу усиления по отношению ко всей излученной мощности люминесценции

$$\mathcal{G} = g \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} S(v) dv = \frac{1}{\pi} \cdot g \cdot \left[\arctg\left(\frac{v_f - v_{min}}{\Delta v}\right) - \arctg\left(\frac{v_f - v_{max}}{\Delta v}\right) \right] \quad (25)$$

Изменение величины \mathcal{G} при неизменном нижнем пределе интегрирования определяется верхним пределом, который согласно (8) зависит от n_1/n . Перепишем выражение (25) в виде

$$\mathcal{G} \approx \frac{1}{\pi} \cdot g \cdot \arctg\left(\frac{v_f - v_{min}}{\Delta v}\right) - \frac{1}{\pi} \cdot g \cdot \frac{v_f - v_{max}}{\Delta v}. \quad (26)$$

Здесь использовано приближение вида $\arctg(x) \approx x$, при $x \ll 1$.

Подставляя в полученное выражение формулу (8), получим

$$\mathcal{G} = A + b \cdot \ln\left(\frac{n_1}{n}\right), \quad (27)$$

где использованы обозначения

$$A = \frac{1}{\pi} \cdot g \cdot \left[\arctg\left(\frac{v_f - v_{min}}{\Delta v}\right) + \frac{v_{эл} - v_f}{\Delta v} \right], \quad b = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{g}{\Delta v} \cdot \frac{kT}{h}. \quad (28)$$

Подставив численные значения величин, для значения $g=1,5$ получим выражение

$$\mathcal{G} \approx 0,85 + 0,088 \cdot \ln\left(\frac{n_1}{n}\right).$$

Используя соотношения (22) и (23) можно записать выражение для интенсивности усиленного радиационного шума в виде

$$I_n = (h\nu_c) \cdot \frac{n_1}{\tau} \cdot \mathcal{G} \cdot \frac{\xi}{k_n} \cdot \tilde{G}, \quad (29)$$

где $\tilde{G} = 2a \cdot \left[\frac{\xi \cdot \exp(k_n b \ell / \xi) - 1}{k_n b \ell} - 1 \right]$.

Выводы

Получены соотношения для интенсивности усиленного радиационного шума, позволяющие выполнить энергетический расчет излучателя резонансного лидара на базе перестраиваемого лазера на красителях с ламповой накачкой. Расчетные соотношения выведены с учетом спектральной зависимости коэффициента усиления активной среды и триплетных потерь. Представлены численные характеристики для спектра и интенсивности радиационного шума для красителя родамин 6Ж. Результаты расчетов и сопоставление их с экспериментальными исследованиями свидетельствуют о том, что основным механизмом ограничения энергии излучения при увеличении протяженности АЭ является усиленный радиационный шум.

Список литературы: 1. Николаев, С.В., Коробов, А.М. Расчет оптимальной длины активного элемента лазеров на растворах органических соединений с учетом радиационного шума. – Харьков, 1985. – 22с. (Препринт / АН УССР. – ИРЭ. – №281.) 2. Методы расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Б.И. Степанова. – Минск : Наука и техника, 1968. – Т.2. – 656с. 3. Анохов, С.П., Марусий, Т.Я., Соскин, М.С. Перестраиваемые лазеры. – М. : Радио и связь, 1982. – 360с. 4. Басецкий, В.А., Зарудный, А.А. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидара // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2010. – Вып 160. – С.124-129.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 07.05.2012